

σ_{\max} , видимо, необходим анализ самих методик измерения проводимости различий в условиях проведения экспериментов и пр.

Отметим, что результаты измерений σ_{\max} в детонационных волнах зондовым методом, проведенные различными авторами, различаются более чем на порядок [10, 14].

Таким образом, с привлечением дополнительных соображений о предельной ширине прогретого слоя $\Delta'(t)$ при больших t получаем в начальные моменты времени:

$$\Delta'(t) \approx 3,3 \cdot 10^{-8} t^6 \text{ см}, \quad \sigma(t) \approx 3 \cdot 10^2 e^{-0,22t} \text{ мо/м.}$$

В заключение заметим, что результаты данной работы хорошо согласуются с данными [15], где показано, что продукты превращения порошкового тэна при инициировании электрическим разрядом обладают проводимостью не выше, чем $7 \cdot 10^{-4}$ мо/м.

Поступила в редакцию
21/XII 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. А. П. Боронин, В. А. Вельмин и др. ПМТФ, 1968, 6.
2. А. П. Боронин, Ю. А. Медведев, Б. М. Степанов. Докл. АН СССР, 1970, 192, вып. 1.
3. Ф. Л. Баум, К. П. Станюкович, Б. М. Шехтер. Физика взрыва. М., 1959.
4. А. П. Боронин, Ю. А. Медведев, Б. М. Степанов. Письма ЖЭТФ, 1968, 8, вып. 4.
5. В. А. Вельмин, Ю. А. Медведев, Б. М. Степанов. Письма ЖЭТФ, 1968, 7, вып. 12.
6. В. А. Вельмин, Ю. А. Медведев, Ю. М. Степанов. ФГВ, 1970, 6, 3.
7. В. А. Вельмин, В. Ф. Корец и др. ПМТФ, 1971, 2.
8. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. М., ГИФМЛ, 1959.
9. В. В. Адушкин. ПМТФ, 1963, 5.
10. М. А. Соок, R. T. Keyes and L. L. Udy. I. Appl. Phys., 1959, 30, 12.
11. К. Танака. Измерение электропроводности в ударных и детонационных волнах. М., ВИНТИ, перев. № 166 584/7, 1968.
12. Н. Е. Koritz and G. C. Kesck. Rev. sci. instr., 1964, 35, 2.
13. Е. Янке, Ф. Эмде, Ф. Леш. Специальные функции. М., «Наука», 1968.
14. А. А. Бриш, М. С. Тарасов, В. А. Цукерман. ЖЭТФ, 1959, 37, вып. 6 (12).
15. П. И. Зубков, Л. А. Лукьянчиков. ПМТФ, 1970, 4.

УДК 621.791.1

КРИТИЧЕСКИЕ РЕЖИМЫ ПРИ СВАРКЕ ВЗРЫВОМ

И. Д. Захаренко

(Новосибирск)

Влияние тепловых процессов, происходящих при сварке взрывом, на механизм образования сварного соединения отмечается во многих работах [1—3], однако до сих пор нет четкого представления о механизме образования и разрушения сварного соединения. В данной работе сделана попытка обосновать решающее значение тепловых процессов и теплофизических свойств материалов при сварке взрывом однородных материалов.

Процесс соударения пластин при сварке взрывом полностью характеризуется двумя параметрами: скоростью точки контакта v_K и углом соударения γ [4]. Определим в этих координатах область режимов, при которых происходит сварка материала. В литературе нет четкого критерия, позволяющего констатировать в каждом конкретном случае наличие сварки между материалами. Некоторые авторы, например [5], считают пластины сваренными только в том случае, когда прочность шва не уступает прочности исходных материалов. Однако такие требования не всегда оправданы, так как зачастую при термообработке или дальнейшей прокатке прочность шва может существенно повышаться, и поэтому авторы [6] считают, что сварки нет только тогда, когда прочность шва близка к нулю. Имеется ряд работ [7, 8], свидетельствующих о зависимости прочности сварного соединения от режимов соударения при сварке различных материалов. Однако в случае однородных материалов прочность шва обычно мало меняется в широких пределах изменения режимов соударения [4] и переход от режимов, при которых получается удовлетворительная прочность шва, к режимам, при которых прочность шва мала, происходит достаточно резко, т. е. можно сравнительно четко определить границы области сварки в координатах v_K, γ .

В табл. 1 приведены режимы и результаты сварки отожженной стали [6], а в табл. 2 — результаты сварки Ст. 3 и нержавеющей стали [5].

На рис. 1 приведены результаты экспериментов по определению области сварки Ст. 3+Ст. 3 для толщин 5,5+5,5 мм. Эксперименты проводились на лабораторных образцах размером 150×70 мм. Испытания сварного шва на разрыв проводились только для режимов вблизи верхней границы области сварки 2 и показали, что если образцы непосредственно после взрыва оказывались соединенными, то прочность шва составляла величину порядка $\sigma_b = 20 \div 40 \text{ кг/мм}^2$. Для режимов, лежащих выше кривой 2, прочность шва оказалась близкой к 0.

Проведенные эксперименты позволяют определить область сварки однородных материалов (рис. 1, II), которая ограничена двумя кривыми 2 и 1 (соответственно верхней и нижней границами области сварки). Принято счи-

Таблица 1

v_K , м/сек	γ°	Результат
2500	8	+
2040	21	+
2200	13	+
1770	8	+
1450	8	+
1250	8	-

Примечание. + сварка, — сварки нет.

Таблица 2

v_K , м/сек	γ°	Результат
4240	16	-
4450	14	-
4325	12	-
3860	17	+
3920	10	+
2830	10	-
3990	14	-
2210	16	-
1775	20	-
3100	12	+
3140	14	+
2850	15	+
2740	17	+

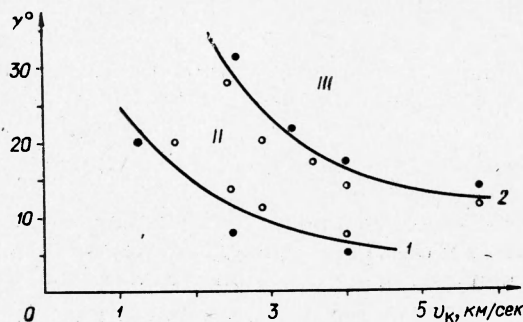


Рис. 1. Область сварки Ст. 3+Ст. 3.

тать, что необходимыми условиями при сварке взрывом являются достаточно высокие давления в окрестности точки контакта, хорошо развитые пластические деформации в зоне сварного соединения, а также процесс самоочищения, происходящий при соударении пластин [9, 10]. Область I характеризуется малыми скоростями соударения пластин, и, видимо, необходимые условия сварки здесь не выполняются. В области выше кривой I все необходимые условия сварки имеются, однако для больших γ и v_k существует область III, где соединения пластин также не происходит.

В настоящей работе не рассматриваются вопросы, связанные с определением положения границы I, а делается попытка обосновать некоторые предположения, позволяющие объяснить существование области III и рассчитать верхнюю границу сварки однородных материалов. Для режимов сварки вблизи верхней границы характерно наличие в шве расплавов и хорошо развитых пластических деформаций. Поскольку известно [11], что при увеличении угла соударения и скорости точки контакта количество выделившегося тепла в шве увеличивается, сделаем следующее предположение: в области III в момент соударения сварное соединение образуется, однако ввиду большого выделения тепла на границе раздела пластин образовавшиеся расплавы не успевают застыть к моменту прихода в шов растягивающих напряжений и соединение разрушается. Таким образом, для образования прочного сварного соединения необходимо, чтобы выполнялось следующее неравенство:

$$t_1 \geq t_2, \quad (1)$$

где t_1 — время существования в шве положительных давлений (время сварки); t_2 — время застывания расплавов.

В работе [3] приведено выражение для определения температуры границы раздела однородных материалов в зависимости от времени:

$$T = T_0 + \frac{Q}{2c\rho \sqrt{\pi a^2 t}}. \quad (2)$$

Здесь T_0 — начальная температура образца; Q — количество тепла, выделившегося в шве; c — удельная теплоемкость материала; ρ — плотность; a — температуропроводность. Это выражение достаточно точно описывает тепловые процессы, происходящие в шве, хотя и не учитывает фазовых превращений материала.

Из выражения (2) можем определить время застывания шва — время, прошедшее после соударения до того момента, когда температура на границе раздела материалов за счет теплопроводности материала снизится до T_1 :

$$t_2 = \frac{Q^2}{4\pi c^2 \rho^2 a^2 (T_1 - T_0)^2}, \quad (3)$$

где T_1 — температура плавления материала. Поскольку T_0 обычно мала по сравнению с температурой плавления [3] и $a^2 = \lambda/\rho c$, то выражение (3) можно записать в следующем виде:

$$t_2 = \frac{Q^2}{4\pi c \rho \lambda T_1^2}. \quad (4)$$

Здесь λ — коэффициент теплопроводности.

В работе [11] приведена следующая формула зависимости количества выделившегося в шве тепла от параметров соударения:

$$Q = 6,8 \cdot 10^{-2} v_k^2 \rho \delta \frac{v_2}{\delta_1 + \delta_2} \sin^2 \frac{i}{2}, \quad (5)$$

где δ_1 и δ_2 — соответственно толщины μεταемой и неподвижной пластины. Подставляя выражение (5) в (4), получим формулу для определения времени застывания шва:

$$t^2 = \frac{1,15 \cdot 10^3 v_K^4 \rho \delta_1^2 \left(\frac{\delta_2}{\delta_1 + \delta_2} \right) \sin^4 \frac{\gamma}{2}}{\pi c \lambda T_1^2} \quad (6)$$

Теперь определим время прихода в шов растягивающих напряжений. В работе [12] рассмотрена гидродинамическая модель соударения двух струй жидкости в акустическом приближении и приведены уравнения, позволяющие рассчитать численным методом координаты безразмерного давления $\varepsilon = p/\rho v_K^2$, где p — заданное давление.

Характерный вид изобар, рассчитанных для соударения двух струй однородных материалов, приведен на рис. 2. Численное решение уравнений по данной методике показывает, что при стационарном соударении струй жидкости на границе раздела давление всегда положительно и растягивающие напряжения не возникают.

Однако при соударении пластин, имеющих определенные прочностные характеристики, видимо, эти расчеты будут иметь смысл только для давлений, превышающих предел текучести материала σ_b . Поэтому можно предположить, что в момент времени t_1 , когда на границе раздела материалов согласно гидродинамической модели давление будет меньше предела текучести материала ($p_0 \geq \sigma_b$), в шве могут возникнуть растягивающие напряжения, которые и являются причиной разрушения сварного соединения. Это предположение позволяет рассчитать время прихода в шов растягивающих напряжений.

Обозначим через x_0 координату точки пересечения изобары с границей раздела струй (см. рис. 2). Тогда при $\delta_1/\delta_2 = \text{const}$ безразмерная координата $\xi = \frac{x_0}{\delta_1} = \xi \left(\frac{v_K}{c}; \rho; \gamma; \frac{\delta_1}{\delta_2}; \sigma_b \right)$ не зависит от толщины соударяющих струй. Время существования положительного давления можно определить следующим образом:

$$t_1 = \frac{x_0}{v_K} = \frac{\xi \delta_1}{v_K} \quad (7)$$

Подставляя в неравенство (1) выражения (6) и (7), получим критерий для верхней границы сварки

$$\frac{1,15 \cdot 10^{-3} v_K^4 \rho \delta_1^2 \left(\frac{\delta_2}{\delta_1 + \delta_2} \right)^2 \sin^4 \frac{\gamma}{2}}{\pi c \lambda T_1^2} \leq \frac{\xi \delta_1}{v_K} \quad (8)$$

Это выражение не позволяет найти аналитическую зависимость между критическими параметрами соударения и свойствами материалов, так как в него входит расчетная величина ξ , однако качественный анализ позволяет отметить, что при прочих одинаковых свойствах материалов верхняя граница сварки будет выше, а значит, и область сварки шире у материалов с большей теплопроводностью и теплоемкостью, поскольку время застывания шва у них меньше. Этот вывод подтверждается известным фактом хорошей свариваемости меди, коэффициент теплопро-

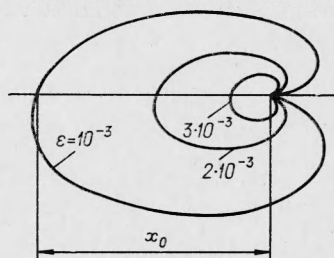


Рис. 2. Характерный вид изобар, $\rho = 2,7$, скорость звука $5,1$ км/сек, $v_K = 1,5$ км/сек, $\gamma = 5^\circ 9'$, $\delta_1 = 8$ мм, $\delta_2 = 24$ мм.

водности которой ($\lambda=0,92$ кал/см·сек·град) существенно больше, чем у других металлов. Гораздо ниже, чем у меди, расположена верхняя граница у алюминия, так как, обладая довольно хорошей теплопроводностью ($\lambda=0,4$ кал/см·сек·град), он имеет низкую температуру плавления, что существенно увеличивает время застывания шва. Из неравенства (8) можно сделать также вывод о том, что при пропорциональном увеличении толщин свариваемых пластин верхняя граница сварки будет смещаться вниз, поскольку время застывания шва пропорционально δ_1^2 , а время сварки пропорционально δ_1 .

Численные расчеты показывают, что ξ слабо зависит от σ_b и, значит, прочностные характеристики мало влияют на положение верхней границы сварки. Расчет величины ξ , проведенный на электронно-счетной машине, позволяя, пользуясь формулой (8), найти верхнюю границу сварки взрывом для любых материалов.

На рис. 3 в координатах v_k, γ нанесены теоретические и экспериментальные кривые, определяющие верхнюю границу сварки стали $\delta_1=\delta_2=5,5$ мм. Расхождение теории с экспериментом можно объяснить, по-видимому, большой неравномерностью расплавленного слоя на границе соединения, в то время как при расчете времени застывания расплав предполагается равномерным по всей длине шва. Очевидно, время застывания шва в местах, где ширина расплава меньше расчетной, будет также меньше времени, вычисленного по формуле (6).

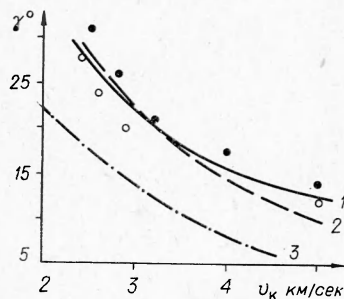


Рис. 3. Верхняя граница сварки Ст. 3+Ст. 3, $\delta_1=\delta_2=5,5$ мм.

1 — эксперимент; 2 — расчет с эмпирическим коэффициентом $k=0,37$; 3 — штрих-пунктирная — расчет; ● — сварка; ○ — сварки нет.

Введем в выражение для определения количества тепла (5) коэффициент k , характеризующий неравномерность распределения расплавов, и подберем его величину так, чтобы теоретические и экспериментальные кривые рис. 3 были наиболее близки. В данном случае этот коэффициент оказался 0,37 и неравенство (8) будет иметь следующий вид:

$$\frac{\xi \delta_1}{v_k} \geq \frac{1,6 \cdot 10^{-4} v_R^4 \delta_1^2 \left(\frac{\delta_2}{\delta_1 + \delta_2} \right) \sin^4 \frac{\gamma}{2}}{\pi c \lambda T_1^2}$$

или

$$\delta_1 \leq \frac{\pi c \lambda T_1^2 \xi}{1,6 \cdot 10^{-4} v_R^5 \left(\frac{\delta_2}{\delta_1 + \delta_2} \right)^2 \sin^4 \frac{\gamma}{2}} \quad (9)$$

Подставляя в это неравенство расчетную величину ξ , получим предельные скорости точки контакта v_k^* , при которых еще возможна сварка данного материала для некоторых фиксированных углов, в зависимости от толщины материала.

На рис. 4 приведены графики $v_k^*(\delta_1)$ для четырех материалов при соотношении толщин $\delta_1/\delta_2=1$, рассчитанные по неравенству (9). Эти графики позволяют довольно легко построить верхнюю границу сварки для любой толщины пластины. Прямая, соответствующая толщине свариваемых пластин при пересечении с кривыми рис. 4, определяет значение скорости точки контакта при данном фиксированном угле, при которой возможна сварка. На рис. 5 приведены кривые, определяющие верхнюю границу области сварки для различных материалов, построенные с помощью графиков рис. 4, и нанесены экспериментальные точки.

